Messungen der spezifischen Wärmen bei tiefen Temperaturen

a) Thermisch erregte Quantensprünge in festen Körpern

b) Spezifische Wärmen adsorbierter Gase

Inaugural-Dissertation

zur Erlangung der Doktorwürde

genehmigt von der Philosophischen Fakultät

der Friedrich-Wilhelms-Universität

zu Berlin

Von

Robert C. Swain

aus Stanford University, California

10. Mai 1935

Tag der Promotion:

Tag der mündlichen Prüfung: 18. Februar 1932

Akademische Verlagsgesellschaft m. b. H.

Leipzig 1935

218

Referenten: Prof. Dr. M. Bodenstein
Prof. Dr. W. Nernst

R. UNIV.
BIBLIOTHEEK
LEIDEN

Sonderabdruck aus „Zeitschrift für physikalische Chemie", Abteilung B
Band 28, Seite 189—198. 1935
Akademische Verlagsgesellschaft m. b. H. in Leipzig

1. Die Messung der spezifischen Wärme des Lithiums zwischen 15° abs. und Zimmertemperatur ergibt ein anomales Verhalten. Die Analyse der spezifischen Wärmekurve macht im Zusammenhang mit anderen Beobachtungen, insbesondere mit solchen über die thermische Ausdehnung, die Existenz eines thermisch erregten Quantensprunges sehr wahrscheinlich.

2. Die spezifische Wärme des Eisens, des Calcits und des Korunds wurden von der Temperatur des flüssigen Wasserstoffes aufwärts gemessen.

3. Die spezifische Wärme der Aktivkohle wurde von der Temperatur des flüssigen Wasserstoffes aufwärts gemessen und wesentlich höher als die des kompakten Materials befunden.

4. Die spezifische Wärme des an Kohle adsorbierten Argons verhält sich bei höheren Temperaturen wie die eines zweidimensionalen Gases. Bei 60° abs. setzt ein Abfall ein, der bei etwa 12° abs. praktisch beendet ist.

Im folgenden soll kurz über eine Reihe von Messungen berichtet werden, die bereits in den Jahren 1929 bis 1931 im Physikalisch-chemischen Institut der Universität Berlin ausgeführt worden sind, deren Veröffentlichung aber aus äusseren Gründen verzögert wurde.

Der I. Teil beschäftigt sich mit weiteren Untersuchungen über thermisch erregte Quantensprünge in festen Körpern[1]). Im II. Teil wird versucht, Daten über die spezifische Wärme adsorbierter Gase zu erhalten. Die wünschenswerte Vervollständigung dieser letzteren Versuche konnte bisher noch nicht durchgeführt werden. Da dies auch in der nächsten Zeit noch nicht möglich sein wird, wollen wir über die vorläufigen Ergebnisse hier berichten. Die benutzten Apparaturen unterscheiden sich nur unwesentlich von der bei CRISTESCU und SIMON[2]) beschriebenen, so dass sich ein Eingehen auf apparative Einzelheiten erübrigt.

---

[1]) SIMON, F., Ber. Berl. Akad. **33** (1926) 477. SIMON, F. und BERGMANN, R., Z. physik. Chem. (B) 8 (1930) 255. SIMON, F., Ergebn. d. exakt. Naturw. **9** (1930) 253 ff. [2]) CRISTESCU, S. und SIMON, F., Z. physik. Chem. (B) **25** (1934) 273.

A. Untersuchungen über die spezifische Wärme fester Körper.

a) Lithium.

Zur Messung dienten etwa $2^1/_2$ Mol Lithium „Kahlbaum". Das gesamte Temperaturgebiet von 12° abs. bis zu Zimmertemperatur wurde ziemlich gleichmässig mit Messpunkten bedeckt. Da im ganzen über 100 Messpunkte aufgenommen wurden, verzichten wir auf die Angabe der Einzelwerte, geben vielmehr in Spalte 2 der Tabelle 1 ausgeglichene C_p-Werte. In Spalte 3 sind die C_v-Werte verzeichnet, bei der Berechnung werden die Werte der thermischen Ausdehnung von Simon und Bergmann[1]) benutzt.

Tabelle 1. Atomwärme von Lithium (1 gAtom = 6·94 g).

T	C_p	C_v	Θ
15		0·045	328
20		0·095	340
25		0·169	350
30		0·273	356
35		0·413	362
40		0·573	367
45		0·770	370
50	0·996	0·995	374
60	1·43	1·42	379
70	1·88	1·87	384
80	2·32	2·31	388
90	2·69	2·67	393
100	3·05	3·02	397
110	3·36	3·32	401
120	3·64	3·59	405
130	3·87	3·81	408
140	4·08	4·01	412
150	4·26	4·18	415
160	4·43	4·34	418
180	4·68	4·57	426
200	4·92	4·78	433
220	5·15	4·94	435
240	5·28	5·09	431
260	5·44	5·22	429
280	5·56	5·31	429
300	5·66	5·39	430

Die in Spalte 4 eingetragenen Θ_{Debye}-Werte zeigen, dass trotz der regulären Kristallstruktur des Lithiums eine Wiedergabe seiner Atomwärme durch eine Debye-Funktion nicht gelingt. Da, wie schon früher[2]) gezeigt worden war, sowohl beim Natrium wie auch beim Kalium die Existenz eines thermisch erregten Quantensprunges wahr-

[1]) Simon, F. und Bergmann, R., Z. physik. Chem. (B) 8 (1930) 268.

[2]) Simon, F., Ber. Berl. Akad. **33** (1926) 483.

scheinlich erscheint, wurde auch in diesem Falle versucht, die Atomwärme durch Überlagerung einer DEBYE-Funktion und einer Umlagerungsfunktion nach SCHOTTKY darzustellen. Wie aus Fig. 1 hervorgeht, gelingt dies recht gut unter Verwendung eines Θ_{Debye} von 505° und eines $\Theta_{\text{Umlagerung}} = 200°$. In dieser Figur ist die Differenz der beobachteten C_v-Werte aus Tabelle 1 (Θ) gegen die einer DEBYE-Funktion von 505° entsprechenden aufgetragen. Die ausgezogene Kurve stellt eine Umlagerungsfunktion von $\Theta = 200°$ dar. Nur bei sehr tiefen Temperaturen finden sich kleine Abweichungen, wie es bereits früher ganz allgemein bei den Ausläufern derartiger Anomalien gefunden wurde.

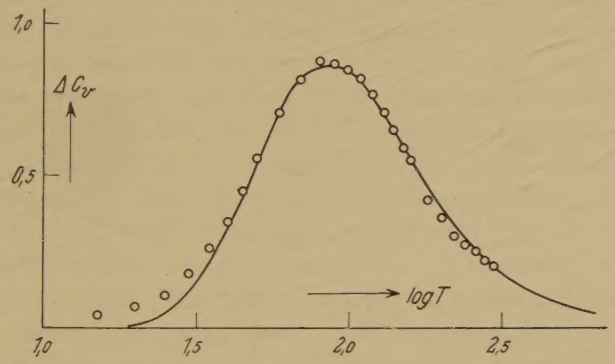

Fig. 1. Anomaler Anteil der Atomwärme des Lithiums.

Man muss in Fällen, wie bei den Alkalimetallen, in denen die durch die Umlagerung hervorgerufene Anomalie sich nicht klar vom Gesamtbild der spezifischen Wärme abhebt, natürlich versuchen, die Analyse der spezifischen Wärmekurve durch weitere unabhängige Daten zu stützen. Zu diesem Zwecke wurde gleichzeitig die thermische Ausdehnung des Lithiums bestimmt[1]). Wie dort und auch an anderer Stelle[2]) ausgeführt wurde, hat man im Falle einer Anomalie, die sich durch eine SCHOTTKY-Funktion wiedergeben lässt, zu erwarten, dass die thermische Ausdehnung nicht der gesamten spezifischen Wärme, sondern nur der abgetrennten DEBYE-Funktion proportional ist. Die erwähnten Messungen gaben in der Tat eine Proportionalität des Ausdehnungskoeffizienten zu einer mit $\Theta_{\text{Debye}} = 515°$ berechneten spezifischen Wärme. Allerdings erstrecken sich diese Messungen nur bis

[1]) SIMON, F. und BERGMANN, R., Z. physik. Chem. (B) 8 (1930) 268.
[2]) SIMON, F., Ergebn. d. exakt. Naturw. 9 (1930) 257.

zur Temperatur der flüssigen Luft, und es wäre sehr wünschenswer sie bis zu tieferen Temperaturen weiter zu verfolgen.

Eine Berechnung des Θ aus der LINDEMANNschen Schmelzpunkt formel führt zu einem Wert von 500°, also in guter Übereinstimmun mit dem aus der obigen Analyse abgeleiteten Wert von 505°. Wen dieser Formel auch keine strenge Gültigkeit beizumessen ist, so lieg doch die Differenz gegen die ohne Abtrennung des Quantensprunge sich ergebenden Θ-Werte der Tabelle 1 weit ausserhalb der sons beobachteten Abweichungen.

Eine weitere, allerdings indirektere Prüfungsmöglichkeit ergib sich durch die Berechnung von Θ_{Debye} aus dem Temperaturkoeffiziente des elektrischen Widerstandes, die von uns schon bei der Analys der Werte von Natrium und Kalium mit herangezogen wurde. In zwischen hat GRÜNEISEN[1]) beim Natrium unter Verwendung de inzwischen vervollkommneten Theorie des elektrischen Widerstande von BLOCH ein Θ_{Debye} von 202° berechnet, in vollkommener Übe einstimmung mit dem aus der Analyse der spezifischen Wärmen ab getrennten Werte. Für Kalium liess sich diese Rechnung infolg mangelnder Daten noch nicht durchführen. Beim Lithium führ GRÜNEISENS Rechnung zu einem Θ von 376°, also weder zu Übe einstimmung mit unserem 505°, noch auch mit einem Mittelwe von 410°, wie er in erster Näherung anzusetzen sein müsste, wen der Temperaturkoeffizient des Widerstandes der gesamten Atomwärm proportional wäre. Allerdings sind die bisher vorliegenden Date nur recht spärlich, da unterhalb von Zimmertemperatur für die Be rechnung eigentlich nur einige Werte bei der Temperatur der flüssige Luft in Frage kommen und der Wert beim Siedepunkt des flüssige Wasserstoffes vollkommen aus der Berechnung von GRÜNEISEN hinaus fällt. Bevor daher nicht Messungen über ein ausgedehnteres Tem peraturbereich vorhanden sind, wird man auf diese Weise keine sichere Schlüsse ziehen können. Aus der obigen Analyse der spezifische Wärmen, den Daten der thermischen Ausdehnung und dem Wer aus der LINDEMANNschen Schmelzpunktsformel scheint uns aber di Existenz eines Quantensprunges schon sehr wahrscheinlich, wenn ma auch zur völligen Sicherstellung noch eine Ausdehnung der thermische Ausdehnungsmessungen bis zur Temperatur des flüssigen Wasse stoffes wird abwarten müssen[2]).

[1]) GRÜNEISEN, E., Ann. Physik **16** (1933) 530. [2]) Vor kurzem glaubte PANKOW und SCHERRER [Helv. phys. Acta **7** (1934) 644] auf Grund von Messunge

b) Eisen.

Zur Messung wurde vakuumgeschmolzenes Elektrolyteisen von Heraeus benutzt, und zwar etwa 5 Mole. Tabelle 2 gibt wiederum in der zweiten Spalte ausgeglichene C_p-Werte, in der dritten die C_v (ebenfalls berechnet unter Benutzung der thermischen Ausdehnungsdaten von Simon und Bergmann) und in der vierten schliesslich die Θ_{Debye}.

Tabelle 2. Atomwärme von Eisen (1 gAtom = 55·84 g).

T	C_p	C_v	Θ
30	$0{\cdot}18_0$		410
40	$0{\cdot}37_5$		426
50	0·73		418
60	1·15		418
70	1·62		414
80	2·10		411
90	2·51		412
100	2·91		410
110	3·30	3·29	404
120	3·62	3·61	401
130	3·88	3·86	402
140	4·14	4·12	396
150	4·34	4·31	394
160	4·50	4·46	396
180	4·82	4·77	389
200	5·13	5·07	366
220	5·38	5·32	332

Wir möchten bemerken, dass zwischen diesen Werten und den inzwischen von Eucken und Werth[1]) veröffentlichten nur geringfügige Abweichungen bestehen.

Wie Spalte 4 zeigt, lässt sich auch die Atomwärme des Eisens nicht mit einem Θ wiedergeben. Dies ist aber auch gar nicht zu erwarten, da von den gemessenen Werten ein nicht unbeträchtlicher Anteil auf Rechnung der spezifischen Wärme der für den Ferromagnetismus verantwortlichen Elektronen zu setzen ist. Nach freundlicher persönlicher Mitteilung von Herrn Bloch ist es nicht zulässig, bei diesen tiefen Temperaturen die Berechnung dieses Anteiles auf

der Temperaturabhängigkeit der Intensität abgebeugter Röntgenstrahlung die Existenz eines Quantensprunges beim Lithium verneinen zu müssen. Die in ihrer kurzen Mitteilung gegebenen Daten genügen nicht, um die Schlüssigkeit ihrer Beweisführung beurteilen zu können. Wir werden darauf noch an anderer Stelle zurückkommen.

[1]) Eucken, A. und Werth, H., Z. anorg. allg. Chem. 188 (1930) 152.

Grund des Weiss-Heisenbergschen Modells vorzunehmen[1]). Bloc leitet für tiefe Temperaturen eine Proportionalität dieses Anteil mit $T^{3/2}$ ab. Es gelingt uns jedoch nicht, mit einem solchen Gesetz ein Konstantwerden des Θ_{Debye} zu erreichen. Es ist aber nicht gesagt dass das $T^{3/2}$-Gesetz für die spezifische Wärme der Elektronen übe das ganze hier in Frage kommende Temperaturgebiet Gültigkei beanspruchen darf, selbst wenn das aus der gleichen Theorie[2]) ge folgerte $T^{3/2}$-Gesetz für die Temperaturabhängigkeit der spontane Magnetisierung sich in diesem Bereich als gültig erwiesen hat[3]). Wi hoffen, dass zur Zeit befindliche Messungen der spezifischen Wärm im Temperaturgebiet des flüssigen Heliums über diese Frage meh Aufschluss geben werden.

c) Calcit.

Calcit, die rhombische Modifikation des Calciumcarbonates, wa bereits von Nernst und Schwers[4]) bis 22° abs. herab untersuch worden. Die beiden tiefsten Werte dieser Autoren fielen nun ganz au der normalen Kurve heraus, so dass es so aussah, als ob hier ein durch einen Quantensprung bedingte thermische Anomalie einsetzte Aus diesem Grunde, ferner wegen der Wichtigkeit der Daten de Calcits für die thermische Vorausberechnung einer Anzahl chemische Gleichgewichte nach dem Nernstschen Wärmesatz, haben wir di Messungen an Calcit von 70° abs. abwärts wiederholt und bis 13° abs ausgedehnt. In Tabelle 2 geben wir die ausgeglichenen Zahlen, di sich bis zu 30° abs. vollkommen mit den Nernst-Schwersschen Zahlen decken. Von da ab laufen sie aber normal, ohne jedes An zeichen einer Anomalie, weiter, so dass die beiden untersten Wert von Nernst und Schwers wohl nur durch einen Messfehler entstell sein dürften.

Tabelle 3. Molwärme von Calcit ($CaCO_3 = 100{\cdot}1$ g).

T	C_p	T	C_p
15	0·18	40	2·43
20	0·39	50	3·73
25	0·77	60	5·04
30	1·25	70	6·32
35	1·80	80	$7{\cdot}5_8$

[1]) Weiss, P., J. Physique (7) **1** (1930) 166. Heisenberg, W., Z. Physik 4 (1928) 619. Lapp, Ch., Ann. Physique (10) **12** (1929) 442. [2]) Bloch, F., Z Physik **61** (1930) 206. [3]) Weiss, P., Forrer, R. und Fallot, M., J. Physiqu Radium **5** (1934). Bull. Soc. franc. Phys. 122 S. [4]) Nernst, W. und Schwers, F. Ber. Berl. Akad. **1914**, 366.

d) Korund.

Wir benutzten einen synthetischen Saphir, der von der I.G. Farbenindustrie A.G., Werk Griesheim, freundlichst zur Verfügung gestellt worden war. Die Messungen wurden vorgenommen im Hinblick auf die Bedeutung dieser Daten für die Berechnung einiger technisch wichtiger Gleichgewichte. Tabelle 4 gibt die ausgeglichenen C_p-Werte.

Tabelle 4. Molwärme von Korund ($Al_2O_3 = 100{\cdot}2$ g).

T	C_p	T	C_p	T	C_p
30	0·07	90	2·30	200	11·7
40	0·20	100	3·00	220	13·3
50	0·41	120	4·66	240	14·9
60	0·72	140	6·48	260	15·7
70	1·18	160	8·27	280	18·1
80	1·67	180	10·0		

B. Spezifische Wärme adsorbierter Gase.

Diesen Untersuchungen[1]), die im Anschluss an Vorversuche von Simon und Ritter[2]) ausgeführt wurden, lag die folgende Überlegung zugrunde: Aus der Analyse der Adsorptionsisothermen und auch aus den Messungen der Adsorptionswärme lässt sich nur auf indirektem Wege etwas über den Bindungszustand der adsorbierten Gase ableiten. Eine direkte Aussage wäre möglich durch Messung der spezifischen Wärmen des adsorbierten Gases. Bei normalen Temperaturen hat eine solche Messung aber nur wenig Aussicht auf Erfolg, weil die Zahl der adsorbierten Moleküle im Verhältnis zu der des Adsorbens nur gering ist, so dass man keine genügende Genauigkeit erzielen kann. Bei tiefen Temperaturen liegen nun die Verhältnisse anders, da dort die spezifische Wärme des adsorbierenden festen Körpers stark abgefallen ist, während, wie die oben erwähnten Vorversuche gezeigt haben, die spezifische Wärme des adsorbierten Gases gross bleibt, so dass man hier mit genügender Genauigkeit messen kann. Natürlich muss bei sehr tiefen Temperaturen auch die spezifische Wärme des adsorbierten Gases auch einmal abfallen; und gerade von der Art dieses Abfalles ist ein weiterer Aufschluss über die in der Adsorptionsschicht herrschenden Zustände zu erwarten.

Über die Apparatur sei bemerkt, dass sie so gebaut war, dass ein Ausheizen des Adsorbens nach Einbringen in den Apparat möglich

---

[1]) Der eine von uns (R. C. Swain) hat über die Ergebnisse dieser Untersuchungen schon kurz an anderer Stelle berichtet [J. Amer. chem. Soc. **55** (1933) 2792].

[2]) Einen kurzen Bericht darüber siehe Simon, F., Z. Elektrochem. **34** (1928) 528.

war. Die Messungen wurden unter solchen Bedingungen vorgenommen, dass die Desorptionswärme der bei der Erwärmung entbundenen sehr geringen Gasmengen vernachlässigbar war.

a) Die spezifische Wärme der unbeladenen Aktivkohle.

Zunächst musste die spezifische Wärme der unbeladenen Aktivkohle gemessen werden, da damit zu rechnen war, dass sie wegen der feinen Verteilung wesentlich von der des kompakten Graphits abweichen wird. Wir verwendeten eine von der Gesellschaft Chemischer Produkte in Aussig (Elbe) bezogenen Aktivkohle, ein nach dem Chlor-Zink-Verfahren unter Verwendung von Kernschalen hergestelltes Material. Die Kohle wurde zunächst ausserhalb des Apparates 8 Stunden lang in einer Hartglasbirne bei etwa 400° C im Hochvakuum entgast. Dann wurde die Birne unter Vakuum abgeschmolzen und

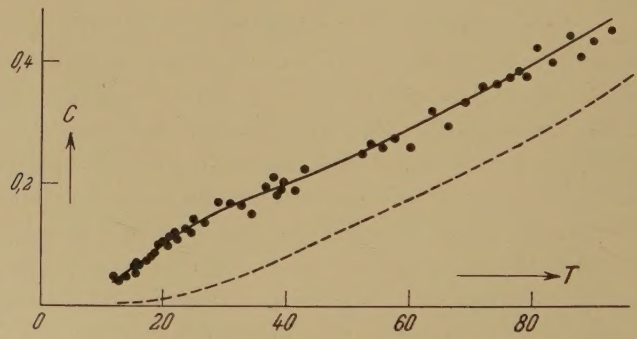

Fig. 2. Atomwärme der Aktivkohle.

gewogen, die Kohle nun schnell unter trockener Luft in den Apparat gefüllt und bei 300° nochmals 4 Stunden lang entgast. Es wurden 2·4 g Kohle verwendet.

Fig. 2 zeigt den Verlauf der Atomwärme unserer Probe. Die relativ grosse Streuung erklärt sich aus der Kleinheit ihrer Kapazität im Vergleich zu der des leeren Calorimeters. Wir sehen, dass die Atomwärme dieser Kohle die des kompakten Graphits (– – –) bedeutend übertrifft, und zwar von flüssiger Luft abwärts bis zu 25° abs. um den nahezu konstanten Betrag von 0·12 cal/Grad. Erst unterhalb dieser Temperatur beginnt diese Differenz abzufallen und ist bei etwa 12° auf den halben Betrag gesunken. Auf eine Diskussion dieses Ergebnisses[1]) soll an anderer Stelle eingegangen werden.

[1]) Ein ähnliches Verhalten fanden wir auch beim Palladiummohr, das wir für spätere Messungen am System Palladium—Wasserstoff untersucht haben.

b) Argon an Kohle.

Das Gas wurde bei einer Temperatur von etwa $-70°$ bis $-100°$ C mit der Kohle in Kontakt gebracht und eine gemessene Menge adsorbiert. Dann wurde das Calorimeter geschlossen, abgekühlt und eine geringe Menge Heliumgas zum Zwecke der Einstellung des Temperaturgleichgewichtes zugegeben. Wir arbeiteten bisher nur mit einer Beladungsdichte, nämlich 1 gAtom Argon auf etwa 8 gAtom Kohle. In Fig. 3 ist die Differenz der Wärmekapazität der mit Argon beladenen Kohle gegenüber der der gasfreien, bezogen auf 1 gAtom Adsorbat, wiedergegeben. Unter den hier herrschenden Bedingungen ist es sicherlich gestattet, diese Differenz als die spezifische Wärme des adsorbierten Gases zu bezeichnen, da nicht mit einer merklichen Beeinflussung des Bindungszustandes der Atome im Adsorbens durch die Tatsache der Adsorption zu rechnen ist.

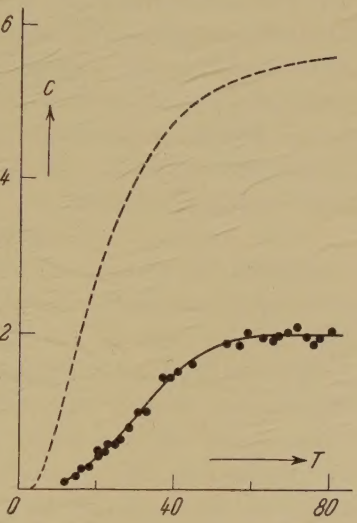

Fig. 3. Atomwärme des adsorbierten Argons.

Wir sehen, dass von der höchsten Messtemperatur, 80° abs. bis zu etwa 60°, die Atomwärme den konstanten Betrag von etwa $2 = 2/2 \cdot R$ cal/Grad besitzt. Dies ist nur ein Bruchteil der Atomwärme (C_v) des festen Argons, deren Temperaturverlauf nach den Messungen von Eucken[1]) in der Figur gestrichelt wiedergegeben ist. Sie entspricht vielmehr der Atomwärme eines einatomigen zweidimensionalen Gases. Dies würde bedeuten, dass die Atome innerhalb der Adsorptionsfläche sich frei bewegen können, während der Freiheitsgrad senkrecht zu ihr infolge der festen Bindung schon völlig abgestorben ist. Dadurch würde das Bild der adsorbierten Schicht als das eines zweidimensionalen Gases, wie es von Langmuir und besonders Volmer und seinen Mitarbeitern[2]) schon sehr wahrscheinlich gemacht worden ist, eine weitere Stütze erhalten. Allerdings wollen wir unseren Schluss nur mit einem gewissen Vorbehalt wiedergeben. Es ist nämlich nicht sicher, ob bei der von uns gewählten Belegungs-

[1]) Eucken, A., Verh. dtsch. physik. Ges. **18** (1916) 4. [2]) Siehe z. B. den Bericht von H. Cassel in Ergebn. d. exakt. Naturw. **6** (1927) 109 ff.

dichte nur eine einatomare Schicht vorhanden war, obwohl man nach den bisher üblichen Schätzungen sicher nicht sehr weit davon entfernt gewesen sein kann. Zur weiteren Sicherung des Ergebnisses ist eine Ausdehnung dieser Messungen zu kleineren Konzentrationen sicherlich erforderlich. Wir möchten in Zusammenhang mit dem obigen Ergebnis noch bemerken, dass nach den eingangs erwähnten Versuchen von SIMON und RITTER die im Chabasit absorbierten Gase sich in bezug auf ihre spezifische Wärme wie dreidimensionale Gase verhielten, entsprechend ihrer dreidimensionalen Beweglichkeit innerhalb der Zellen im Chabasit.

Die spezifische Wärme der adsorbierten Schicht muss mit fallender Temperatur schliesslich auch gegen Null gehen. Wir sehen, dass der Abfall bei etwa 60° beginnt und bei der tiefsten Messtemperatur von etwa 12° praktisch beendet ist. Für einen Versuch zur Deutung dieses Abfalls scheint uns aber eine Ausdehnung auf ein grösseres Konzentrationsbereich so wesentlich, dass wir auf jede Diskussion hier verzichten müssen.

Wir möchten schliesslich noch erwähnen, dass auch Versuche mit an Kohle adsorbiertem Wasserstoff vorgenommen wurden. Eine einfache physikalische Bedeutung kommt hier nur den Werten unterhalb 20° abs. zu, da bei höheren Temperaturen infolge der an der Kohle stattfindenden Einstellung des Ortho | Paragleichgewichtes die eigentlichen Werte der spezifischen Wärmen verdeckt sind. Wir haben daher hier nur Werte im Abfallgebiet der spezifischen Wärmen zur Verfügung, die — ebenso wie beim Argon — einen bedeutend kleineren Wert als die der kondensierten Phase aufweisen.

Wie schon eingangs erwähnt, mussten diese letzteren Versuche unvollständig bleiben. Wir haben aber geglaubt, die Resultate hier aufführen zu sollen, da uns eine Weiterverfolgung dieses Weges als aussichtsreich erscheint.

Die vorliegende Arbeit wurde in der Zeit von April 1929 bis Juli 1931 im Physikalisch-Chemischen Institut der Universität Berlin ausgeführt. Meinem hochverehrten Lehrer, Herrn Professor Dr. F. Simon, bin ich für die Anregung zu der Arbeit und sein stetes Interesse zu grossem Danke verpflichtet. Dem Direktor des Instituts, Herrn Professor Dr. Bodenstein, danke ich für die Bereitstellung der Institutsmittel.

Auch an dieser Stelle möchte ich Herrn Dr. Martin Ruhemann für seine dauernde freundliche Hilfe bei der Ausführung der Versuche meinen herzlichsten Dank aussprechen.

Die für diese Arbeit verwendete Menge von 45 Liter flüssigen Wasserstoffes wurde freundlicherweise durch das Kältelaboratorium der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt zur Verfügung gestellt, dessen damaligem Leiter, Herrn Oberregierungsrat Dr. W. Meissner, wir unsern verbindlichsten Dank aussprechen.

Lebenslauf.

Ich, Robert Cuthbertson Swain, staatsangehörig in den Vereinigten Staaten Amerikas, wurde am 14. September 1907 als Sohn des Chemikers Prof. Dr. Robert E. Swain zu Palo Alto in Kalifornien geboren. Von 1913 bis 1924 besuchte ich die Palo Alto Grammar School und die Palo Alto High School. Von 1924 bis 1928 studierte ich an der Stanford University, Kalifornien, und bekam im Juni 1928 den A. B. (Bachelor of Arts). Von März 1929 an arbeitete ich im Physikalisch-chemischen Institut der Universität Berlin unter Leitung von Herrn Prof. Dr. F. Simon.

Während meiner Studienzeit in Deutschland habe ich an den Vorlesungen und Übungen folgender Dozenten teilgenommen: Bodenstein, Lockemann, v. Laue, Marckwald, Nernst, Planck, Riesenfeld, Simon, Schrödinger, Wohl.

Ihnen allen bin ich zu grossem Danke verpflichtet.

Druck von Breitkopf & Härtel in Leipzig.